



TITLE:

高移動度二次元正孔系の分数量子
ホール効果(基研研究会「量子ホー
ル効果及び関連する物理」,研究会
報告)

AUTHOR(S):

村木, 康二

CITATION:

村木, 康二. 高移動度二次元正孔系の分数量子ホール効果(基研研究会「
量子ホール効果及び関連する物理」,研究会報告). 物性研究 1999, 72(2):
167-172

ISSUE DATE:

1999-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96603>

RIGHT:

高移動度二次元正孔系の分数量子ホール効果

NTT 物性科学基礎研究所 村木 康二¹

1 高移動度二次元正孔系

分数量子ホール効果をはじめとする二次元電子系の物性研究は、主に GaAs/AlGaAs ヘテロ界面に形成される高移動度の二次元電子系を用いて行われてきた。この電子系は GaAs/AlGaAs ヘテロ構造にドナーである Si を変調ドーピングすることによって得られるが、結晶成長技術（分子線エピタキシー）の進歩によって、現在までに報告されている移動度の最高値は $1.4 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ にまで達している [1]。一方、同様のヘテロ構造にアクセプタである Be をドーピングした二次元正孔系においても分数量子ホール効果は観測されていたが [2, 3]、正孔の移動度が数万 cm^2/Vs 程度と小さいため、観測される状態の数は限られていた。しかし近年になって、(311) 面方位にカットした GaAs 基板を用いると、Si が As の格子位置に入ってアクセプタとなることが見いだされ、この方法によって、現在では正孔系においても $1.2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ という高移動度を得られている [4, 5]。この値は電子系の最大値の 1/10 であるが、有効質量の比（ ~ 5 ）を考慮して緩和時間に換算するとその比は 1/2 である。実際、これらの試料は高移動度の電子系にも匹敵する明瞭な分数量子ホール効果の特性を示す [6, 7]。

2 正孔系の特徴

同じ GaAs 中の電子系と比べた場合、正孔系の特徴として、バンド有効質量が大きいことがあげられる。 [$m_e^* \sim 0.07m_0$ に対して $m_h^* \sim 0.38m_0$ (m_0 : 真空中の電子の質量)] このことは、磁場中でのランダウ準位の間隔が小さく、強磁場においてもクーロン相互作用によるランダウ準位のミキシングの効果が大きいことを意味する。実際、正孔系では電子系よりも分数状態のエネルギーギャップが小さいこと [6] や、強磁場領域での絶縁相への転移がより大きなランダウ準位占有率 (ν) で起こること [7] が報告されており、これらはランダウ準位のミキシングの効果と考えられている。また有効質量のちがいを利用して、金属－絶縁体転移における r_s パラメー

¹E-mail: muraki@will.brl.ntt.co.jp

タ [8] や、二層量子ホール系における層間トンネリングの大きさ (Δ_{SAS}) [9] などの、電子系では得られないパラメータ領域を調べることが可能である。

正孔系のもう一つの特徴として、価電子帯の複雑なバンド構造がある。スピナー軌道相互作用と、重い正孔帯 ($M_J = \pm 3/2$) と軽い正孔帯 ($M_J = \pm 1/2$) のミキシングのため、正孔のランダウ準位のエネルギーは複雑な磁場依存性を示し、その波動関数は一般にスピンの固有関数にはなっていない [10]。そのため、電子系のように「偶数 ν = ランダウギャップ」、「奇数 ν = スピンギャップ」とはならず、正孔の整数量子ホール効果は ν の偶奇による単純な規則性を示さない [3]。

3 $\nu = 4/3$ 分数量子ホール効果のスピン状態

3.1 スピン自由度をもった系の分数量子ホール効果

スピン自由度のない系においては、分数量子ホール効果の非圧縮性基底状態は、各ランダウ準位占有率 ν に対してただ一つ存在する。しかし系がスピン自由度をもつ場合には、同じ ν で指定される状態でも、全スピン量子数 (S) によって区別されるいくつかの異なる非圧縮性状態が存在しうる [11]。[これに対して $\nu = 1/3$ ではスピン自由度の有無にかかわらず、常に (スピンの揃った) Laughlin 状態が基底状態となる。] これらのうち、どの状態が基底状態として発現するかは系のゼーマン分裂の大きさ ($g\mu_B B$) に依存し、強磁場になりゼーマン分裂が大きくなるほど S の大きな状態が有利となる。実際に GaAs 中の二次元電子系において、磁場中で試料を傾けたり、キャリア濃度を変えたりすることによって、 $\nu = 2/5, 3/5, 2/3, 4/3, 7/5, 8/5$ において、スピン偏極度の異なる状態間の遷移が起こることが分かっている [12, 13]。また正孔系においても $\nu = 4/3$ における同様の遷移が報告がされているが、正孔の g 因子が大きいので、この遷移が電子系よりも低い磁場で起こることが特徴とされていた [14]。

3.2 ゲートを用いた実験

ここで紹介する我々の実験では、正孔の g 因子は材料固有のパラメータではなく、正孔の閉じこめポテンシャルによって決まる価電子帯ランダウ準位構造を反映した値であることを示す。そして、それによって分数量子ホール系のスピン状態も正孔の閉じこめポテンシャルによって変化することを示す。

試料は (311) 方位の n 型 GaAs 基板上に分子線エピタキシーによって成長した井戸幅 20 nm の GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.33$) 量子井戸構造である。量子井戸の両側には、厚さ 100 nm のアンドープ AlGaAs のスペーサ層をはさんで、Si ドープの p 型 AlGaAs 層があり、そこから量子井戸に正孔が供給される。今の場合、伝導性の n 型基板は p 型の二次元正孔層に対して p - i - n 接合になっているのでそのままバック

ゲートとして用いることが出来る。このバックゲートと、試料表面に蒸着したショットキーゲートを組み合わせることによって、正孔濃度と量子井戸のポテンシャル形状を独立に変化させることが可能となる。ゲート電圧がゼロの状態では量子井戸のポテンシャルはほぼ対称であり、その時の正孔濃度は $1.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、1.6 Kでの移動度は $6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ である。

図1(a)に $T \approx 50 \text{ mK}$ における、この試料の分数量子ホール効果の特性を示す。ここでは正孔濃度は $1.76 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、量子井戸のポテンシャルは対称に保ってある。この状態から試料を磁場に対して角度 θ だけ傾けると、 $\nu = 4/3$ の状態は $\theta = 45^\circ$ でいったん消失し [図1(b)]、さらに $\theta = 54^\circ$ まで傾けると再び現れる [図1(c)]。図1からも分かるように、試料を傾けることによって同じ ν で指定される状態はより強磁場側に現れるため、系のゼーマン分裂は大きくなる。したがって図1(a)-(c)に見られる $\nu = 4/3$ 状態の変化は、低磁場側のスピン無偏極状態から強磁場側のスピン偏極状態への遷移として理解できる。一方、 $\nu = 5/3$ には大きな変化は見られないが、 $5/3$ は $1/3$ と同様に強磁性的であり、ゼーマン分裂の大きさによらずスピン偏極した状態が基底状態となるためである。(スピン自由度を考慮すると particle-hole 対称性は $\nu \leftrightarrow 2 - \nu$ となる。)

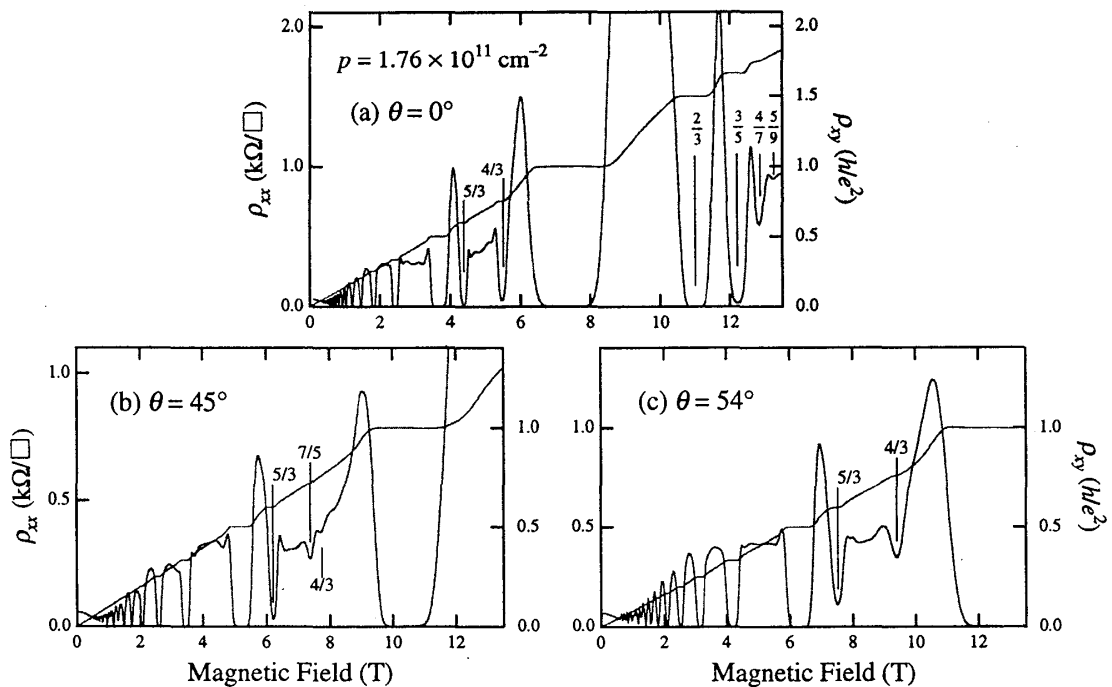


図 1: 二次元正孔試料の分数量子ホール効果 <試料傾斜角度依存性>

一方、図2(a)-(f)は、図1(a)の状態から正孔濃度を $1.76 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ に保ったまま、量子井戸のポテンシャル形状を変化させた場合の結果を示している。各バイアス条件に対して計算した量子井戸ポテンシャルと正孔の空間分布を図中に示してある。図のように、フロントゲートに負のバイアスを加えていくと、正孔の波動関数

は量子井戸の上の界面に引きつけられる。(このとき正孔濃度を一定に保つように、バックゲートには正のバイアスを加えている。)

図2において、低磁場側のシュブニコフドハース (SdH) 振動がビーティングを起こしている様子が見てとれる。これは、量子井戸のポテンシャルが非対称の場合には正孔のサブバンドの二重縮退が解けて分裂し、その結果、異なる正孔濃度をもった二つのバンドが別々の振動周期を与えるためである [15]。この分裂の大きさは量子井戸にかかる電界に依存し (Rashba 効果)、SdH 振動のフーリエ解析によって、実際に分裂の大きさがゲート電圧によって変化している様子が確かめられる [16]。

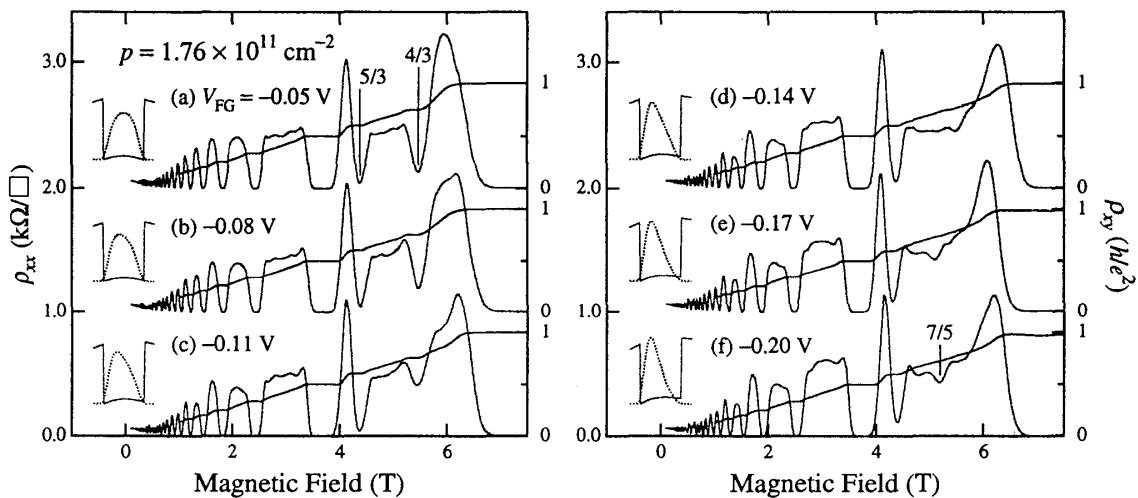


図 2: 二次元正孔試料の分数量子ホール効果 <量子井戸ポテンシャル依存性>

一方、強磁場領域では、各ランダウ準位は完全に分離され、振動周期はトータルの正孔濃度によって決まるため、SdH 振動そのものに大きな変化は見られない。しかし $1 < \nu < 2$ の分数量子ホール効果に注目すると、 $\nu = 4/3$ において、図 1(a) から図 1(b) への変化と同様の変化が起こっているのが分かる。図 2 に見られるように、量子井戸のポテンシャルを非対称にすると、波動関数の界面に垂直な方向の広がり小さくなり、より理想的な二次元系に近づく。これによってキャリア間のクーロン反発は強くなるが、有限系の計算 [11] によれば $\nu = 4/3$ ではスピン無偏極状態のほうがクーロンエネルギーが低いので、これによっても $\nu = 4/3$ スピン無偏極状態の消失を説明できない。むしろこれは、量子井戸のポテンシャルの変化によってゼーマン分裂が増大しているためと考えられ、実際、正孔のランダウ準位のエネルギー構造は量子井戸のポテンシャルによって大きく変化していることが計算によって示される。今の場合、最低ランダウ準位と第二ランダウ準位のエネルギー間隔を実効的な系のゼーマンエネルギーと考えれば、図 2 の結果は説明がつくことが分かった (詳細は文献 [17] を参照)。

参考文献

- [1] V. Umansky, R. de-Picciotto, and M. Heiblum, *Appl. Phys. Lett.* **71** (1997), 683; 1×10^7 cm²/Vs 以上の移動度の報告は他に、L. Pfeiffer *et al.*, *ibid.* **55** (1989), 1888; T. Saku, Y. Hirayama, and Y. Horikoshi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30** (1991), 902.
- [2] H. L. Stormer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983), 1953; E. E. Mendez *et al.*, *Phys. Rev. B* **30** (1984), 1087.
- [3] Y. Iye *et al.*, *Phys. Rev. B* **33** (1986), 5854; 家 泰弘, 固体物理 **21** (1986), 517.
- [4] M. Henini *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **65** (1994), 2054; (311) 面上の正孔ガスの作成法については他に、A. G. Davies *et al.*, *J. Cryst. Growth* **111** (1991), 318; M. Y. Simmons *et al.*, *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** (1994), 1296; J. J. Heremans *et al.*, *J. Appl. Phys.* **76** (1994), 1980.
- [5] (311) 基板を用いることによって移動度が向上する理由としては、(i) Be よりも Si の純度が高いこと、(ii) Be に比べ Si は拡散が小さいこと、(iii) (311) 面と (100) 面ではステップ等の界面のミクロな構造が異なるため、界面散乱の大きさが違うことなどが考えられるが、実際の理由ははっきりとは分かっていない。
- [6] H. C. Manoharan, M. Shayegan, and S. J. Klepper, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994), 3270.
- [7] M. B. Santos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992), 1188; *Phys. Rev. B* **46** (1992), 13 639; H. C. Manoharan and M. Shayegan, *ibid.* **50** (1994), 17 662.
- [8] Y. Hanein *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998), 1288; M. Y. Simmons *et al.*, *ibid.* **80** (1998), 1292; A. R. Hamilton *et al.*, *ibid.* **82** (1999), 1542; J. Yoon *et al.*, *ibid.* **82** (1999), 1744.
- [9] R. J. Hyndman *et al.*, *Surf. Sci.* **361/362** (1996), 117; A. R. Hamilton *et al.*, *Phys. Rev. B* **54** (1996), R5259.
- [10] 安藤 恒也, 固体物理 **21** (1986), 508; U. Ekenberg and M. Altarelli, *Phys. Rev. B* **32** (1985), 3712.
- [11] F. C. Zhang and T. Chakraborty, *Phys. Rev. B* **30** (1984), 7320; P. A. Maksym, *J. Phys.: Condens. Matter* **1** (1989), 6299; T. Chakraborty, *Surf. Sci.* **229** (1990), 16.

- [12] J. P. Eisenstein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 1540; Phys. Rev. B **41** (1990), 7910; L. W. Engel *et al.*, *ibid.* **45** (1992), 3418; W. Kang *et al.*, *ibid.* **56** (1997), R12 776.
- [13] R. G. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 1536; R. R. Du *et al.*, *ibid.* **75** (1995), 3926;
- [14] A.G. Davies *et al.*, Phys. Rev. B **44** (1991), 13 128; Surf. Sci. **263** (1992), 81; P. J. Rodgers *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **5** (1993), L565.
- [15] J. P. Eisenstein *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 2579.
- [16] K. Muraki and Y. Hirayama, Physica B **249-251** (1998), 65; J. P. Lu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 1282.
- [17] K. Muraki and Y. Hirayama, Phys. Rev. B **59** (1999), R2502.